하부가열로 인한 열－염분 이중확산계의 모델링

Modeling of Double Diffusive Thermohaline System Heated From Below

박 희 용,* 임 경 빈**
Hi Yong Pak, Kyung Bin Lim

ABSTRACT

In this study, the models for a double-diffusive thermohaline system heated from below were developed and the governing equations were established taking account of the density variation with time. The six order Runge-Kutta method was used for the solution of the simultaneous governing differential equations and the temperature and salt concentration distributions and height of each layer within the system were predicted.

As the result of this study, it was found that the predicted values with the convective layer growing proportionality constant of 0.18 showed a good agreement with available experimental data. It was also found that the effect of density change with time on the temperature profile in the bottom convective layer could not be negligible.

기 호 설 명

C : proportionality constant in the Richardson entrainment correlations, eq. (15)
C_v : constant volume specific heat
D_{AB} : binary mass diffusion coefficient
g : gravitational acceleration
h_b : height of bottom mixed layer
h_p : height of thermal penetration
h_t : height of top mixed layer
H : double-diffusive system height
k : thermal conductivity
m : mass fraction
n : parameter in Richardson entrainment correlation, eq. (14)
q'' : heat flux per unit area
Ri : Richardson number
t : time
T : temperature
u : frictional velocity
z : vertical coordinate, positve upward
α : thermal diffusivity
β : volumetric expansion coefficient
Δ : difference of indicated quantity across the boundary layer

* 정회원, 한양대학교 공과대학 기계공학과
** 한양대학교 대학원 기계공학과

η : nondimensional length
ρ : density

하 첨 자

b : bottom
cond : conduction
d : diffusive region
i : initial
t : top
w : wall

1. 서 론

초기에 등온이고 소금으로 성층된 유체를 하부에서 가열할 경우 계내에서는 확산에 의하여 온도구배와 농도구배가 동시에 존재한다. 이와같이 열과 소금의 두가지 확산이 일어나는 계를 열-염분 이중확산계라 한다. 유체의 밀도는 농도와 온도에 따라 동시에 변하기 때문에 임의의 위치에서의 밀도구배는 온도구배와 농도구배의 상대적 크기에 따라 안정한상태 혹은 불안정한 상태가 된다. 열-염분 이중확산계가 일정한 소금농도구배와 불안정한 온도구배를 갖을경우, 불안정한 온도구배에 의한 부력때문에 계 내에서 유동이 발생하여 대류층이 발달하지만 안정한 소금농도로 인하여 대류층 성장이 제한을 받게 된다. 이러한 특성을 이용한 것이 태양연못이다.

태양연못의 열-염분 이중확산특성은 태양에너지의 선택적 흡수에 따라 하부층의 가열된 고온유체는 난방이나 동력원으로 이용될 수 있다.[1,2] 태양연못은 일반적으로 하부대류층, 확산안정층 및 상부대류층의 3층으로 구성되며 하부대류층의 고온유체는 확산안정층이 절연역할을 하기 때문에 고온상태를 계속 유지할 수 있다. 열-염분 이중확산계의 대류층성장과정과 온도분포 및 소금농도분포 등에 대하여 이론적으로 해석하고자 많은 모델들이 제시되어 왔다. Mancini[3]는 열-염분 이중확산계에서 Turner[4]의 실험결과를 이용하여 확산영역의 두께를 예측할 수 있는 모델을 설정하였고, 이 모델을 이용하여 확산층의 두께를 70 ㎜까지 측정하였다. Turner[5]는 열-염분 이중확산계에 대한 모델링 연구를 하여 하부대류층의 성장높이를 구하는 식을 유도하였으나 이 모델은 하부대류층으로부터 확산층으로의 열손실을 무시 하였기 때문에 성장율이 큰 경우에만 실험치와 잘 맞는다. Bergman[6]은 소금성층된 열-염분 이중확산계를 하부에서 가열하열을 때 과도상태를 묘사하는 모델을 만들어 Poplawsky[7]의 실험값과 비교 하였으나 하부대류층의 온도를 예측하는 데 있어서 밀도의 시간변화율을 무시한 결과 상당한 오차가 나타났다. 이와같은 열-염분 이중확산계의 거동을 묘사할 수 있는 수치적모델을 설정하는 데는 온도구배와 농도구배가 동시에 존재하는 복잡한 현상과 전체계의 과도현상 때문에 아직도 실제 태양연못에 응용하기에는 불충분한 실정이다.

본 연구에서는 열-염분 이중확산계의 여러가지 성능을 예측하기 위하여 이 계에 타당한 모델을 만들어 모델에 대한 지배방정식을 세워 Bergman이 무시 하였던 밀도의 변화율을 태양연못의 성능에 가장 크게 영향을 미치는 상부 및 하부대류층에 고려하고, Turner[8]가 사용하였던 성장율식을 이용하여 경계조건을 설정하여 지배방정식을 수치적으로 풀었다.해석에서 구한 온도분포, 소금농도분포 및 각층의 성장높이등을 Kim[9]의 측정치와 비교하였다.

2. 이론 해석

2.1 모델과 가정

본 연구에서 고려하려는 열-염분 이중확산계에서는 하부에서 열유속을 받게 됨에 따라서 열이 서서히 상부로 침투하게 된다.이 열침투깊이가 용액표면에 도달하기 전에는 하부대류층과 확산안정층의 2층모델이 되고 열침투깊이가 용액표면에 도달한 이후에는 용액표면에서의 온도증가로 인한 증발때문에 농도가 증가하여 열적으로 불안정하게 되는등 여

러가지 현상으로 인하여 상부대류층,확산안정층 및 하부대류층의 3층모델이 있다.

Fig. 1은 하부가열로 인하여 열이 용액표면에 도달하기 전에 형성된 2층모델이고 Fig. 2는 열이 용액표면에 도달한 후 형성되는 3층모델을 나타낸다. 문제해석을 위하여 다음과 같은 가정을 세웠다.

1) 1차원 모델이다.
2) 경계층두께는 대류층두께에 포함시킨다.
3) 경계층을 통한 소금확산은 무시한다.
4) 가열표면 경계층의 내부에너지는 무시한다.
5) 혼합층내에서의 온도와 농도는 일정하다.
6) 정적비열의 시간변화율은 무시한다.

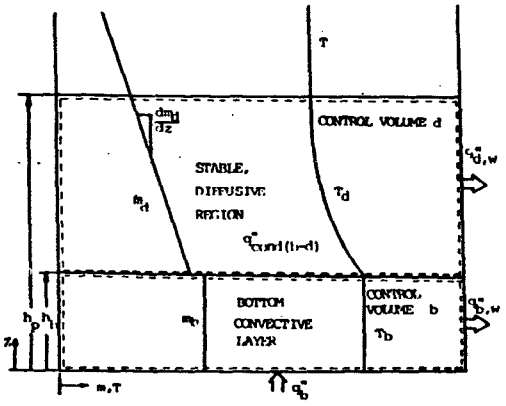

Fig. 1 Two-layer model for bottom convective layer development

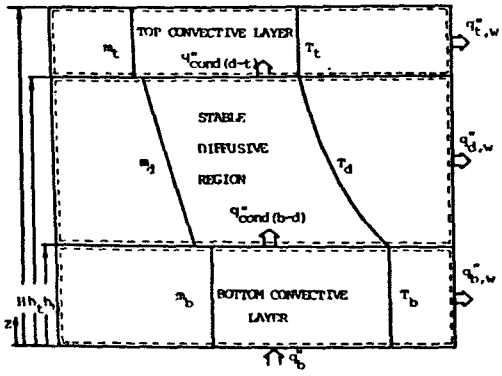

Fig. 2 Three-layer model for bottom convective layer development

2.2 모델링

(1) 2층모델

Fig. 1의 확산안정층 검사체적 d에 에너지 보존법칙을 적용하면 아래와 같다.

$$\frac{\partial T_d}{\partial t} = \alpha_d \frac{\partial^2 T_d}{\partial Z^2} - \frac{1}{\rho_d C_{v,d}} \frac{d\, q''_{d,w}}{dZ} \quad \cdots(1)$$

식 (1)을 h_d와 h_p사이에서 적분하여 Leibnitz's rule을 적용하면 식 (2)가 된다.

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_{h_b}^{h_p} T_d\, dZ - \frac{\partial h_b}{\partial t} T_\infty + \frac{\partial h_b}{\partial t} T_b + \frac{q''_{d,w}}{\rho_d C_{v,d}} = -\alpha_d \left.\frac{\partial T_d}{\partial Z}\right|_{z=h_b} \quad \cdots(2)$$

높이에 대한 무차원변수를 다음과 같이 정의하자.

$$\eta = \frac{Z - h_b}{h_p - h_b} \quad \cdots\cdots(3)$$

식 (3)을 이용하면 식 (2)는 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\frac{\partial}{\partial t}\left\{\int_0^1 (h_p - h_b)\,[T_d(\eta, t)\, d\eta]\right\} - \frac{\partial h_b}{\partial t} T_\infty + \frac{\partial h_b}{\partial t} T_b + \frac{q''_{d,w}}{\rho_d C_{v,d}} = -\alpha_d \left.\frac{\partial T_d}{\partial \eta}\right|_{\eta=0} (h_p - h_b) \quad \cdots\cdots(4)$$

식 (4)에서 확산안정층의 온도분포를알면 열침투깊이를 나타내는 식을 구할 수 있다. 확산안정층의 온도분포를 2차식으로 가정하여 경계조건 $T_d(0,t)=T_b$, $T_d(1,t)=T_\infty$, $\left.\frac{\partial T_d(1,t)}{\partial \eta}\right. = 0$을 이용하면 다음과 같이 나타낼 수 있다

$$T_d(Z,t) = T_b(t) + 2[T_\infty - T_b(t)]\left(\frac{Z-h_b}{h_p-h_b}\right) + [T_b(t) - T_\infty]\left(\frac{Z-h_b}{h_p-h_b}\right)^2 \quad \cdots\cdots(5)$$

식 (5)를 식(4)에 대입하면 열침투깊이의 성장율은 다음과 같이 된다.

$$\frac{\partial h_p}{\partial t} = \frac{6\alpha_d}{h_p - h_b} - \frac{\partial T_b}{\partial t}\left(\frac{h_p - h_b}{T_b - T_\infty}\right) - 2\frac{\partial h_b}{\partial t}$$

$$- \frac{3\, q''_{w,d}}{\rho_b\, C_{v,b}(T_b - T_\infty)} \cdots\cdots (6)$$

검사체적 b에 대한 소금농도분포의 지배방정식에 가정 3)을 이용하면 아래와 같다.

$$\frac{d(m_b\, h_b)}{dt} = m_d \,|_{z=h_t} \frac{dh_b}{dt} \cdots\cdots (7)$$

그런데 $m_d \,|_{z=h_b} = m_{b,i} + \frac{dm_d}{dz}\, h_b$ 이므로 식 (7)을 시간에 대하여 적분하면 하부대류층의 소금농도를 나타내는 식은 다음과 같이 된다.

$$m_b(t) = m_{b,i} + \frac{1}{2}\frac{dm_d}{dz}\, h_b(t) \cdots\cdots (8)$$

하부대류층과 확산안정층 사이의 소금농도차는 다음과 같이 구할 수 있다.

$$\Delta m_{b-d} = m_b(t) - m_d \,|_{z=h_b} = -\frac{1}{2}\frac{dm_d}{dz}\, h_b(t) \cdots\cdots (9)$$

검사체적 d에 에너지 보존법칙을 적용하여 밀도의 시간변화율을 고려하고 가정 6)과 1)을 이용하면 아래와 같다.

$$\rho_b\, C_{v,b}\, h_b \frac{\partial T_b}{\partial t} + C_{v,b}\, T_b\, h_b \frac{\partial \rho_b}{\partial t} = q''_B - q''_{b,w} + k_b \frac{\partial T_d}{\partial Z}\Big|_{z=h_b} \cdots\cdots (10)$$

$\rho_b = \rho_b(m_b,\ T_b)$이므로

$$\frac{\partial \rho_b}{\partial t} = \frac{\partial \rho_b}{\partial T_b}\frac{\partial T_b}{\partial t} + \frac{\partial \rho_b}{\partial m_b}\frac{\partial m_b}{\partial t} \cdots\cdots (11)$$

식 (11)에서 열팽창계수의 정의와 식(8)을 이용하면 식(12)가 된다.

$$\frac{\partial \rho_b}{\partial t} = -\rho_b\, \beta_{T,b}\frac{\partial T_b}{\partial t} + \frac{1}{2}\frac{\partial \rho_b}{\partial m_b}\frac{dm_b}{dz}\frac{\partial h_b}{\partial t} \cdots\cdots (12)$$

식 (10)에 식(12)를 대입하면 하부대류층온도의 시간변화율은 다음식과 같이 한다.

$$\frac{\partial T_b}{\partial t} = \frac{q_b'' - q_{b,w} + k_b \frac{\partial T_d}{\partial Z}\Big|_{z=h_b} - \frac{1}{2} C_{v,b}\, T_b\, h_b \frac{\partial \rho_b}{\partial m_b}\frac{dm_d}{dz}\frac{\partial h_b}{\partial t}}{\rho_b\, C_{v,b}\, h_b (1 - \beta_{T,b}\, T_b)} \cdots (13)$$

열-염분 이중확산계를 아래에서 가열할 경우 Turner[8]로부터 하부대류층의 성장율은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\frac{\partial h_b}{\partial t} \propto U_b\, R_{ib}^{n} \cdots\cdots (14)$$

식(14)는 한면이나 혹은 양쪽면의 대류층에서 휘저었을때 대류층을 분리하는 접촉경계층이 이동하는 식을 나타낸 것이다. 여기서 U는 대류층에서 난류에 의한 유체의 마찰속도이고 Ri는 Richardson수를 나타낸 것으로 이것은 난류에 의해 계에 가해지는 에너지에 대한 부력에 의해 계로부터 제거된 에너지의 비를 나타낸다. U_b와 Ri_b는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$U_b = (g\beta_{T,b}\, q''\, h_b / \rho_b\, C_{v,b})^{1/3}$$

$$Ri_b = g\left(\frac{\partial \rho}{\partial m_s}\right)_T \Delta m_{b-d}\, h_b / (\rho_b U_b^{\,2})$$

따라서 Turner의 실험식에서 비례상수를 C라 하고 Kato,[10] Deardorff,[11] 및 Bergman[7]의 결과로부터 n을 -1로 택하면 하부대류층의 성장율은 다음식으로 표현된다.

$$\frac{\partial h_b}{\partial t} = C\left(\frac{g\beta_{T,b}\, q_b''\, h_b}{\rho_b\, C_{v,b}}\right)^{1/3} \left[\frac{g\frac{\partial \rho}{\partial m_s}\Big|_T \Delta m_{b-d}\, h_b}{\rho_b\{g\beta_{T,b}\, q_b''\, h_b/\rho_b\, C_{v,b}\}^{2/3}}\right]^{-1} \cdots\cdots (15)$$

식 (6), (13), 및 (15)는 3원 1계 연립미분방정식이므로 6계 Runge-Kutta 방법을 이용하여 풀면, $h_b(t)$ $T_b(t)$ 및 $h_b(t)$를 구할 수 있고 식 (8)과 (5)로부터 하부대류층의 소금농도 $m_b(t)$와 확산안정층의 온도분포 $T_b(t)$를 구할 수 있으며 모든 소금물의 물성치는 참고문헌 (12)를 이용하였다. 또한 임의의 시간증분에서 식 (6), (13), 및 (15)를 풀때 이들 식의 상태량은

한 시간증분이전의 상태량값을 사용하였다.

(2) 3층모델

식(1)을 h_b에서 h_t까지 적분하여 Leibnitz's rule을 적용하고 무차원변수 $\eta=(z-h_b)/(h_t-h_b)$를 이용하면 식(16)과 같이 나타낼 수 있다.

$$\frac{d}{dt}\left[\int_0^1 (h_t-h_b)T_d(\eta,t)\,d\eta\right]-T_t\frac{dh_t}{dt}+T_b\frac{dh_b}{dt}+\frac{q''_{w,d}}{\rho_d C_{v,d}}=\alpha_d(h_t-h_b)\left(\left.\frac{\partial T_d}{\partial\eta}\right|_{\eta=1}-\left.\frac{\partial T_d}{\partial\eta}\right|_{\eta=0}\right) \quad \cdots\cdots (16)$$

확산안정층의 온도분포식을 2차식으로 가정하고 경계조건 $T_d(0,t)=T_b(t)$, $T_d(1,t)=T_t(t)$, $\left.\frac{\partial T_d}{\partial\eta}\right|_{\eta=0}=\left.\frac{\partial T_d}{\partial Z}\right|_{z=h_b}(h_t-h_b)$를 이용하면 확산안정층의 온도분포식은 다음과 같이 한다.

$$T_d(Z,t)=T_b(t)+\left.\frac{\partial T_d}{\partial Z}\right|_{z=h_b}(Z-h_b)+\left\{T_t(t)-T_b(t)-\left.\frac{\partial T_d}{\partial Z}\right|_{z=h_b}(h_t-h_b)\right\}\left(\frac{Z-h_b}{h_t-h_b}\right)^2 \quad \cdots\cdots (17)$$

2층모델에서와 마찬가지로 상부대류층의 농도분포 $m_t(t)$와 확산안정층과 상부대류층과의 소금농도차 $\Delta m_{b-t}(t)$는 식(18)과 식(19)로 나타낼 수 있다.

$$m_t(t)=m_t(t_p)-\frac{1}{2}\frac{dm_d}{dZ}\left[H-h_t(t)\right] \quad \cdots (18)$$

$$\Delta m_{d-t}(t)=-\frac{1}{2}\frac{dm_d}{dZ}\left[H-h_t(t)\right] \quad \cdots\cdots (19)$$

검사체적 t에 에너지 보존법칙을 적용하여 밀도의 시간변화율을 고려하고 가정 1)과 6)을 이용하면 다음과 같이 된다.

$$\rho_t T_t(H-h_t)\frac{\partial T_t}{\partial T}+T_t C_{v,t}(H-h_t)\frac{\partial\rho_t}{\partial t}=-q''_t-q''_{t,w}-k_t\left.\frac{\partial T_d}{\partial Z}\right|_{z=h_t} \quad \cdots\cdots (20)$$

상부대류층에서 밀도의 시간변화율은 식(21)로 나타낼 수 있다.

$$\frac{\partial\rho_t}{\partial t}=-\rho_t\beta_{T,t}\frac{\partial T_t}{\partial t}-\frac{1}{2}\frac{\partial\rho_t}{\partial m_t}\frac{dm_d}{dZ}\frac{\partial h_t}{\partial t} \quad \cdots\cdots (21)$$

식(21)을 식(20)에 대입하면 상부대류층으로의 시간변화율은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$\frac{\partial T_t}{\partial t}=\frac{-q''-q''_{t,w}-k_t\left(2\frac{T_t-T_b}{h_t-h_b}-\left.\frac{\partial T}{\partial Z}\right|_{z=h_b}\right)}{\rho_t C_{v,t}(H-h_t)(1-\beta_{T,t}T_t)}+\frac{\frac{1}{2}C_{v,t}T_t(H-h_t)\frac{dm_d}{dZ}\frac{\partial\rho_t}{\partial m_t}\frac{\partial h_t}{\partial t}}{} \quad \cdots (22)$$

확산안정층 하부의 온도구배는 식(17)을 식(16)에 대입하면 다음과 같은 식을 얻을 수 있다.

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\left.\frac{\partial T_d}{\partial Z}\right|_{z=h_b}\right)=\left\{12\alpha_d\left(\frac{T_t-T_b}{h_t-h_b}-\left.\frac{\partial T_d}{\partial Z}\right|_{z=h_b}\right)+2\left(\frac{\partial h_b}{\partial t}+2\frac{\partial h_t}{\partial t}\right)(T_t-T_b)-2\left(\frac{\partial h_t}{\partial t}+2\frac{\partial T_b}{\partial t}\right)(h_t-h_b)-2\left.\frac{\partial T_d}{\partial Z}\right|_{z=h_b}(h_t-h_b)\left(\frac{\partial h_t}{\partial t}-\frac{\partial h_b}{\partial t}\right)-6\frac{q''_{d,w}}{\rho_d C_{v,d}}\right\}/(h_t-h_b)^2 \quad \cdots\cdots (23)$$

상부대류층 성장율도 하부대류층 성장율과 같은 방법으로 구하면 다음과 같이 된다.

$$\frac{\partial h_t}{\partial t}=C\left[\frac{g\beta_{T,t}q''_t(H-h_t)}{\rho_t C_{v,t}}\right]^{1/3}\left[\frac{g\left.\frac{\partial\rho}{\partial m_s}\right|_T\Delta m_{d-t}(H-h_t)}{\rho_t\left\{g\beta_{T,t}q''_t(H-h_t)/\rho_t C_{v,t}\right\}}\right] \quad \cdots (24)$$

2층모델에서와 같은 방법으로 식(13), (15), (22), (23), 및 (24)로부터 $T_b(t)$, $h_b(t)$, $T_t(t)$, $\left.\frac{\partial T_d}{\partial Z}\right|_{z=h_b}$, 및 $h_t(t)$를 매시간 증분마다 구할 수 있으며 식(17)과 (18)로부터 $T_d(t)$와 $m_t(t)$를 구할 수 있다.

본 연구의 수치계산 결과를 비교하기 위하여 Kim[9]의 실험에서 사용된 실험모델의 벽구조를 참고로 하여 수치계산을 하였다. 하부대류층과 상부대류층 그리고 확산영역에서의 측면열손실은 참고문헌(13)으로부터 대류열전달

계수와 열전도계수 및 총괄열전달계수를 구하여 실험모델의 밑바닥면적을 기준으로 환산하였으며, 윗면열손실은 용액표면과 덮개사이의 복사열손실과 대류열손실을 고려하여 계산하였다.

3. 결과 및 고찰

하부에서 가열한 열-염분 이중확산계의 거동에 대하여 본 연구에서 구한 수치적모델을 이용하여 예측한 결과를 Kim의 실험결과와 비교하였다. Kim의 실험값에 따라 수치계산은 소금물의 초기농도구배를 $-35\%/m(-436.2\ kg/m^4)$으로 하였고 가열기 아랫면으로의 열손실오차를 고려하여 정상상태 하부열유속 $q''_{b,ss}$는 160에서 180 w/m^2의 영역에 대하여 수행하였다.

Fig. 3은 대류층이 식(15)의 하부대류층 성장계수 $C=0.2$에 따라 성장한다고 가정할때 $q''_{b,ss}$ 값이 160, 170 및 180 w/m^2에 대한 상부대류층과 하부대류층의 예측된 온도와 실험값을 비교한 것이다. 그림에서 보는바와 같이 $q''_{b,ss}$ 값에 관계없이 하부대류층의 온도는 잘 일치하고 있으나 상부대류층의 온도는 실험값과 큰 오차가 발생하였다. 이는 확산층의 온도분포에 따라 열침투깊이가 크게 변하기 때문이다. Fig. 4는 대류층 성장높이의 계산값과 실험값을 비교한 그림으로 하부대류층의 높이는 $q''_{b,ss}$가 160 w/m^2일때, 상부대류층의 높이는 $q''_{b,ss}$가 180 w/m^2일때 실험값과 가장 가까운 결과를 얻을 수 있다. 상부대류층의 온도에 대한 예측값과 실험값의 차이를 고려하면 160 w/m^2일때의 $q''_{b,ss}$가 실제의 $q''_{b,ss}$라가정 할 수 있다. $q''_{b,ss}$를 고정하고 C의 값을 0.17,

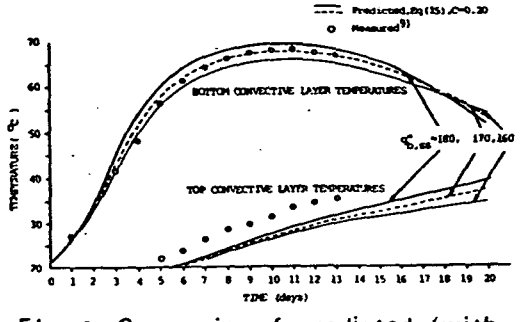

Fig. 3 Comparion of predicted (with C= 0.2) and measured convective layer temperatures

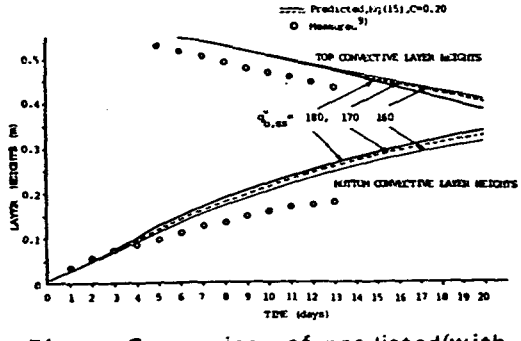

Fig. 4 Comparison of predicted(with C= 0.2) and measured convective layer heights

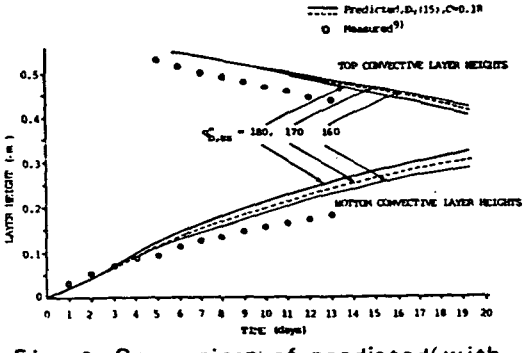

Fig. 5 Comparison of predicted(with C= 0.18) and measured convective layer heights

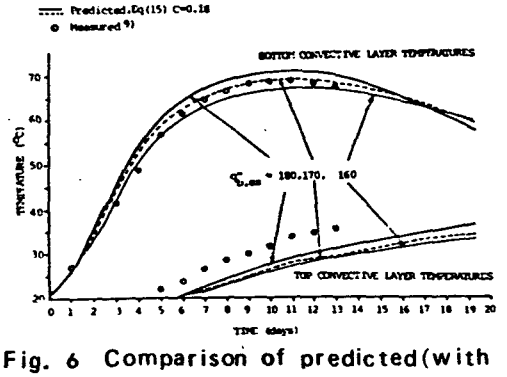

Fig. 6 Comparison of predicted(with C= 0.18) and measured convective layer temperatures

0.18 및 0.19등으로 변화시켜 위의 과정을 반복하여 수치계산한 결과 $C=0.18$에서 가장 잘 일치하였다. Fig. 5와 Fig. 6은 $C=0.18$ 일 때 상부와 하부대류층의 시간에 따른 온도변화와 대류층 성장높이의 수치계산값과 실험값을 비교한 그림으로서 $q''_{b,ss}$가 $160\,w/m^2$일때 실험값과 가장 가까운 결과를 얻을 수 있다. 특히 Bergman이 제시한 $C=0.2$보다 $C=0.18$에서 대류층의 성장높이를 더 잘 예측할 수 있다. Fig.7과 Fig. 8은 $q''_{b,ss}$가 $160\,w/m^2$ 일 때 여러가지 C값에 따라 수치계산으로구한 각 대류층의 온도와 성장높이를 실험값과 비교한 것이다. 그림에서 볼 수 있듯이 상부대류층에서는 $C=0.25$, 하부대류층에서는 $C=0.18$에서 실험값과 가장 잘 일치하지만 상부대류층에서는 열침투깊이의 오차때문에 대류층의 성장계수값은 $C=0.18$이 타당한 값이다. Fig. 9는 $q''_{b,ss}$가 $160\,w/m^2$일 때 하부대류층 온도를 예측하는데 있어서 밀도의 시간변화량을 고려한 경우와 고려하지 않은 경우를 비교한 것으로서 밀도의 시간변화율을 고려하였을 때 온도를 더 잘 예측할 수 있음을 알 수 있다. 따라서 하부대류층의 온도를 예측하는 데 있어서 밀도의 시간변화량은 무시할 수 없음을 알 수 있다. Fig. 10은 각 대류층의 소금농도에 대한 예측값과 실험값을 비교한 그림으로서 하부대류층에서 잘 일치함을 볼 수 있다. 이는 이론해석에서 소금농도 분포에 대한 지배방정식의 유도에서 행한 가정이 타당함을 알 수 있다. 상부대류층에서는 잘 일치하지 않음을 볼 수 있는데 이는 소금농도가 성장높이의 함수이고 앞에서 알 수 있듯이 상부대류층 성장높이의 수치계산값과 실험값사이의 오차가 있었던 데에서 기인한 것이다.

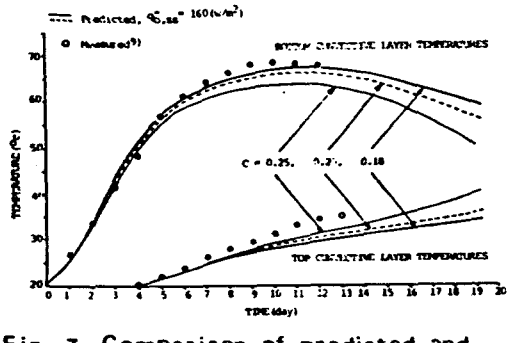

Fig. 7 Comparison of predicted and measured convective layer temperatures using various C's

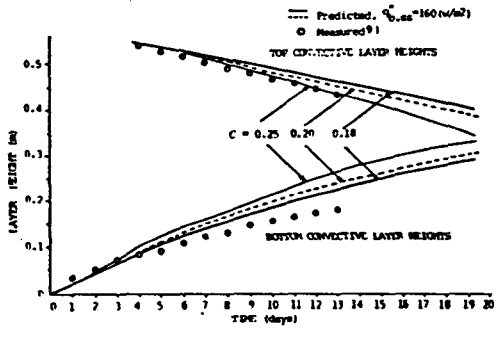

Fig. 8 Comparison of predicted and measured convective layer heights using various C's

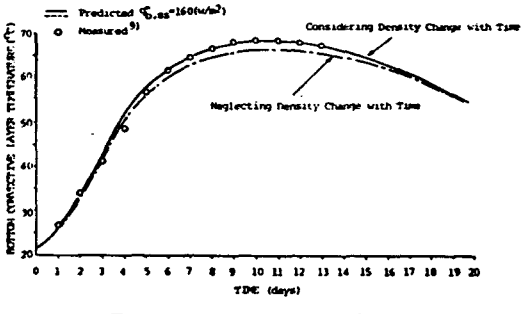

Fig. 9 The effect of density change with time on bottom convective layer temperatures

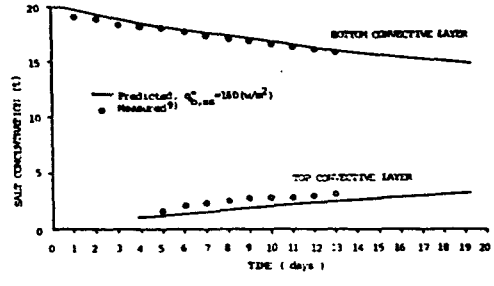

Fig. 10 Comparison of predicted and measured salt concentration

4. 결 론

본 연구에서는 하부가열로 인한 열-염분 이중확산계의 거동을 예측하기 위한 모델을 세워 이론해석을 하고 해석의 결과를 기존의 실험값과 비교하여 다음과 같은 결론을 얻었다.

(1) 밀도의 시간변화율을 고려하지 않은 경우의 하부대류층온도는 고려하였을 때보다 실험값에서 상당한 오차가 발생한다. 따라서 하부대류층의 온도를 예측하는 데에는 밀도의 시간변화율을 고려하여야 한다.

(2) 열-염분 이중확산계의 해석에서 대류성장계수값 C를 0.18로 하므로써 해석결과는 실험결과와 더 잘 일치한다.

(3) 본 연구에서 세운 모델은 특히 하부대류층에서의 온도 및 소금의 농도분포가 기존의 실험값과 잘 일치하고 이 모델은 태양 연못의 현상을 규명하는 데 유용하게 이용될 수 있다.

후 기

본 연구는 한국과학재단의 1984년도 후반기 연구지원에 의하여 이루어졌으며 동재단의 관계제위에게 감사의 뜻을 표한다.

REFERENCES

1. Tabor, H., "Solar Ponds", Solar Energy, Vol. 27, No. 3, pp. 181-194, 1981.
2. Kooi, C.F., "The Steady State Salt Gradient Solar Ponds", Solar Energy, Vol. 23, pp. 37-45, 1979.
3. Mancini, T.R., Loehrke, R.I., and Haberstroh, R.D., "Experiments in Layered Natural Convection of Heat and Salt", ASME Paper 76-ht-45, 1976.
4. Turner, J.S., "The Coupled Turbulent Transports of Salt and Heat Across a sharp Density Interface", International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 8, pp. 759-767, 1965.
5. Turner, J.S., "The Behavior of a Stable Salinity Gradient Heated from Below", Journal of Fluid Mechanics, Vol. 33, pp. 183-200, 1968.
6. Bergman, T.L., Incropera, F.P., and Viskanta, R., "A Multi-Layer Model for Mixing Layer Development in a Double-Diffusive Thermobaline System Heated from Below", International Journal of Heat and Mass Transfer, Vol. 25, No. 9, 1982, pp. 1411-1418.
7. Poplawsky, C.P., Incropera, F.P., and Viskanta, R., "Mixed Layer Development in a Double-Diffusive, Thermahaline System", Journal of Solar Energy Engineering, Vol. 103, pp. 351-359, 1981.
8. Turner, J.S., "The Influence of Molecular Diffusivity on Turbulent Entrainment Across a Density Interface", Journal of Fluid Mechanics, Vol. 33, pp. 639-655, 1968.
9. Kim, Gi-moon, "A Study on the Behavior of the Layers in the Solar Ponds", M.S. Thesis, Hanyang University, 1986.
10. Kato, H., and Phillips, O.M., "On the Penetration of a Turbulent Layer into Stratified Fluid", Journal of Fluid Mechanics, Vol. 37, Part 4, pp. 643-655, 1969.
11. Deardorff, J., Willis, G,, and Stochton, B., "Laboratory Studies of the Entrainment Zone of a Convectively Mixed Layer", Journal of Fluid Mechanics, Vol. 100, pp. 41-64, 1980.
12. Office of Saline Water, Technical Data Book.
13. ASHRAE Fundamentals Handbook (1977).